B- Théorème de Gauss:

a- Forme integral:

le flux Φ à travers une surface fermé $\Leftrightarrow$ la somme des Charges interieurs par ε_0

$$\Phi = \oint \vec{E}\, d\vec{E} = \frac{\Sigma Q_{int}}{\varepsilon_0}$$

Ce th permet la détermination du champ electrique à travers une surface s fermé, or d'après le th de ostragrasky

pour passer de l'integral double à l'integral triple

$$\Phi = \oiint \vec{E}\, d\vec{S} = \iiint div\, \vec{E}\, d\upsilon$$

avec $\Sigma Q_i = \iiint \rho\, d\upsilon$

b- forme local:

$$\int_\upsilon div\, \vec{E}\, d\upsilon = \frac{1}{\varepsilon_0} \int_\upsilon \rho\, d\upsilon$$

$$div\, \vec{E} = \frac{\rho}{\varepsilon_0}$$ 1ère eq maxwell-Gauss

c- Potentiel Electrostatique

Crée par une distribution de charge en un point M et lié au champ electrostatique par

$$\vec{E} = -\overrightarrow{grad}\, V$$

avec:

$$\begin{cases} V = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0} \frac{\Sigma_i q_i}{r_i} & \text{Distr discrète} \\ V = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0} \int_\upsilon \frac{\rho\, d\upsilon}{r} & \text{Distr volumique} \end{cases}$$

⚠ Remarque:

$\vec{rot}\, \vec{E} = 0$ régime permanent

Sachant que $\vec{E} = -\overrightarrow{grad}\, V$

or $\vec{rot}\, \vec{E} = -\vec{rot}\,(\overrightarrow{grad}\, V) = 0$

div V = 0
Φ = Q

or $\operatorname{div}\vec{E} = \frac{\rho}{\varepsilon_0} = \operatorname{div}(\overrightarrow{\text{grad}}\, V) = -\frac{\rho(m)}{\varepsilon_0}$

Δ : dérivée 2ème

$$\boxed{\Delta V + \frac{\rho}{\varepsilon_0} = 0}$$ Eq de poisson

avec $\overrightarrow{\text{grad}}\, V = \vec{\nabla} V$

$$\vec{\nabla}(\vec{\nabla} V) = -\frac{\rho}{\varepsilon_0}$$

L'eq de poisson permet donc déterminer le potentiel V à partir de la distribution volumique ρ ; ayant obtenu V (potentiel) on calcule ensuite le champ électrique $E = -\overrightarrow{\text{grad}}\, V$

Remarque 2

La circulation de champ électrique $\vec{E}$ à travers un contour fermé c'est

$$\oint \vec{E}\, d\vec{\ell} = \iint_S \vec{\text{rot}}\, \vec{E}\, d\vec{S}$$

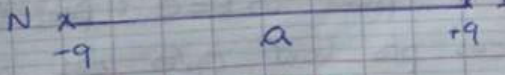
on a $E = -\overrightarrow{\text{grad}}\, V$ et $\overrightarrow{\text{grad}}\, V = \frac{dV}{d\ell}$

$$\oint -\overrightarrow{\text{grad}}\, V\, d\ell = \int -dV = V_1 - V_2 = 0$$

$$\Rightarrow \boxed{V_1 = V_2}$$

Dipole:

Un dipole électrique est constitué d'un couple de charges électrique identique et de signe opposé (+q, -q) séparer d'une distance $a = \overrightarrow{NP}$



1/ moment Dipolaire électrique:

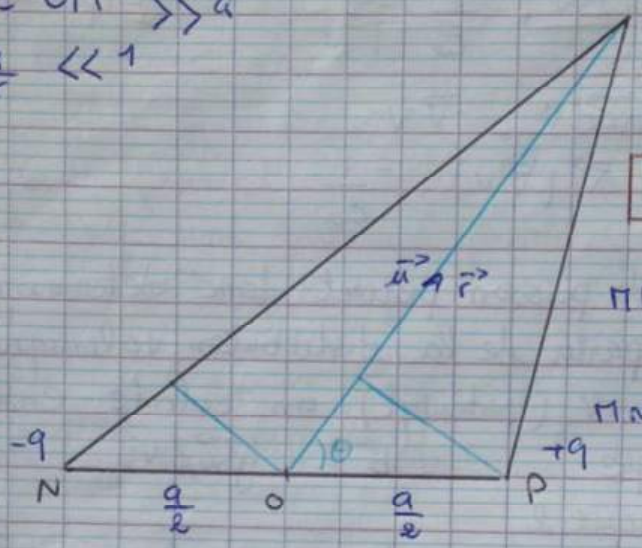
MDE / moment de dipôle le vecteur $\vec{p}$ définit par $\vec{p} = q\vec{a}$ dans le SI le module du moment dipôle $\|\vec{p}\| = p$ [C.m] = [debeye]

$1D \simeq \frac{1}{3} 10^{-29}$ C.m

β/ Potentiel du dipole Electrique

$r = OM \gg a$

$\frac{a}{r} \ll 1$



$$V(M) = \frac{q}{4\pi\varepsilon_0}\left(\frac{1}{MP} - \frac{1}{MN}\right)$$

$MP \simeq r - \frac{a}{2}\cos\theta$

$\simeq r\left(1 - \frac{a}{2r}\cos\theta\right)$

$MN \simeq r + \frac{a}{2}\cos\theta$

$\simeq r\left(1 + \frac{a}{2r}\cos\theta\right)$

D Limité $(1+x)^n = 1 + nx + \frac{n(n-1)}{2!}x^2$

or $V = \frac{q}{4\pi\varepsilon_0}\left(\frac{1}{MP} - \frac{1}{MN}\right)$

$\simeq \frac{q}{4\pi\varepsilon_0}\left(\frac{1}{1 - \frac{a}{2r}\cos\theta} - \frac{1}{1 + \frac{a}{2r}\cos\theta}\right)$

$\simeq \frac{q}{4\pi\varepsilon_0}\,\frac{a\cos\theta}{r^2} = \frac{\vec{p}\cos\theta}{4\pi\varepsilon_0 r^2}$

$$V_M = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\frac{\vec{p}\,\vec{u}}{r^2} = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\frac{\vec{p}\,\vec{r}}{r^3}$$

$\vec{u} = \frac{\vec{OM}}{r} = \frac{\vec{r}}{r}$

$\vec{p} = q\,\vec{a}$ moment dipolaire

Remarque

1- $V_m = 0$ pour $\cos\theta = 0$: pour tt pt de la médiatrice NP ces pts vont créer des potentiels opposés

2- V_m proportionnelle à $\frac{1}{r^2}$ pour un dipole et pour une charge V_m proportionnelle.

Action mécanique

$$\begin{cases} \sum_{i=1}^{2} \vec{F} = \vec{F}_T = \vec{F}_+ + \vec{F}_- = q\vec{E}_0 - q\vec{E}_0 = \vec{0} \\ \text{moment du couple } \vec{\Gamma}_0 = \vec{OP} \wedge \vec{F}_+ + \vec{ON} \wedge \vec{E} \end{cases}$$

$$= q(\vec{NP} \wedge \vec{E}_0)$$

$$= \vec{p} \wedge \vec{E}_0$$

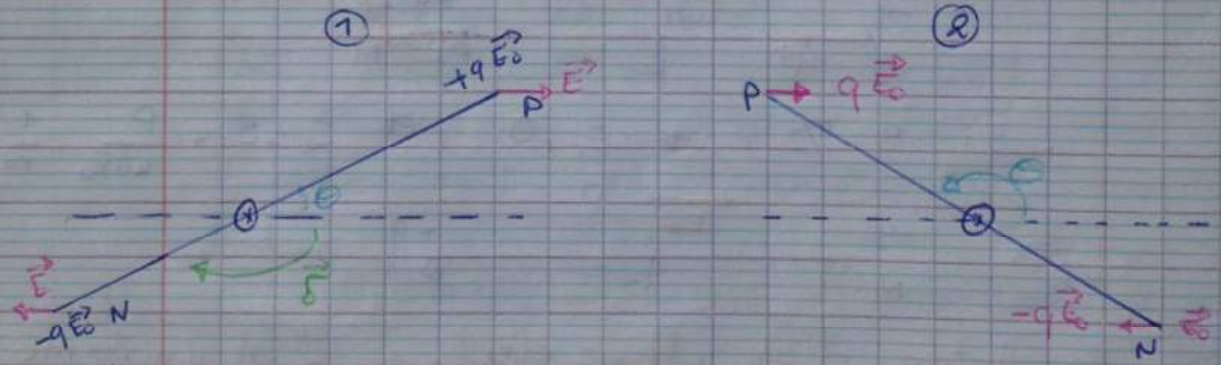
Donc l'action action d'un $\vec{E}$ ✱ resume dans le moment du couple

$$\vec{\Gamma}_0 = p E_0 \sin\theta \, \vec{k}$$

. Position d'équilibre $\vec{\Gamma}_0 = \vec{0} \iff \begin{cases} ① & \theta = 0 \\ ② & \theta = \pi \end{cases}$

① $\vec{p} \,//\, \vec{E}_0$: Etat stable

② $\vec{p}$ anti // : Etat instable



Un champ électrique uniforme tend à orienter les lignes de champ, le sens des moment du couple $\vec{\Gamma}_0$ indique bien que l'effet du couple tend à faire décroître la valeur de θ

moment dipolaire des molécules:

a- mmt dipolaire permanent:

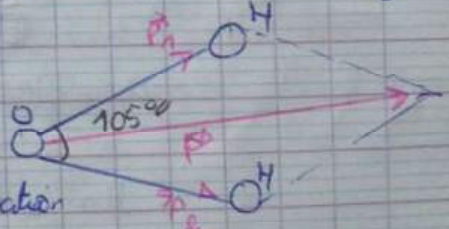
Certain molécules sont dépourvues du moment dipolaire c'st le cas des molecules diatomiques symétriques (H_2, N_2).

Le barycentre des charges electronique coincide avec le noyeau de la molécule qui porte des charges positives d'autres molécules polyatomique caracteriser par une symetrie odéquatre telle que la molécule CO_2 où tt les atomes sont alignés, le moment dipolaire résultant est nul

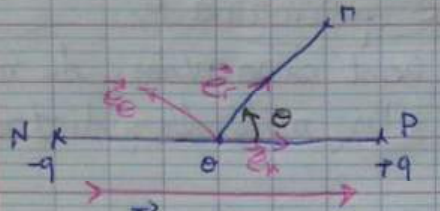
$$\vec{P} = \vec{0} = \vec{P_1} + \vec{P_2}$$

mais les molécules peuvent parfois avoir un mnt electrique permanent, elle sont alors denomé polllecule polaires : HCl : l'electron de l'atome d'Hydrogène passe plus de temps à se deplacer autour de l'atome, Cl (très electronègative) attire les electrons de liaisons dès lors les centres des charges négatives la molecule possède alors un mnt dipolaire dirigé.

Dans une molecule tlque H_2O ou les deux liaisons font un angle de 105°. les electrons ont tendance à se retrouver à l'approximation de la zone d'oxigène qui devient en conceqaance legerement negative per rapport au atome d'Hydrogène



Remarque:



$\vec{p} = q\vec{a} = qa\,\vec{e}_x$

$\vec{E} = \vec{E}_r + \vec{E}_\theta = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0 r^3}[2qa\cos\theta\,\vec{e}_r + qa\sin\theta\,\vec{e}_\theta]$

or $\vec{e}_x = \cos\theta\,\vec{e}_r - \sin\theta\,\vec{e}_\theta$

$e_r = q$

Soit $\vec{E} = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0 r^3}[3qa\cos\theta\,\vec{e}_r - qa[\cos\theta\,\vec{e}_r - \sin\theta\,\vec{e}_\theta]]$

$\vec{p}\,\vec{e}_r = qa\,\vec{e}_x\,\vec{e}_r = qa\cos\theta$

$\pm \Leftrightarrow \boxed{E(M) = \frac{3(\vec{p}\cdot\vec{e}_r)\vec{e}_r - \vec{p}}{4\pi\varepsilon_0 r^3}}$

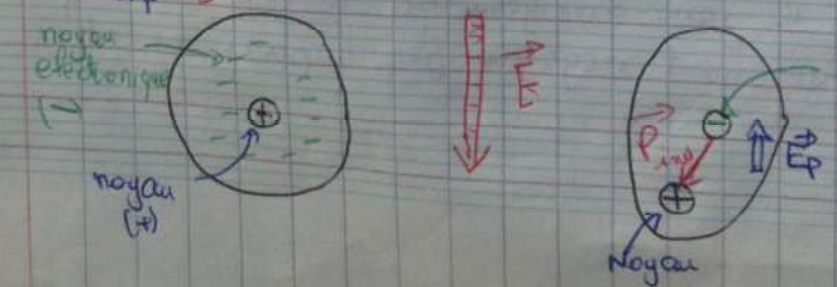
b- mmt dipolaire Induit Polarisabilité (somme des mmt dipolaires)

Certains molécules et atomes ne présente pas leurs mmt dipolaire lorsqu'ils sont isolées. Si cés derniers sont placées dans un champs electrique exterieur E les electrons se deplace dans le sens opposé à celui du champ E. et ce produit ainsi une séperation partielle des charges positives et négatives. l'atome devient alors polariser et acquiert un moment dipolaire induit

$\vec{E} \rightarrow \vec{p}_{ind} \rightarrow \vec{P}_{ind} \rightarrow \vec{E}_p$

champ exterieur → mmt dipolaire → polarisation → champ polarisé

Un mmt dipolaire induit dans la direction et le sens du champ $\vec{E}=0$



Si le champ n'est pas très intence (régime linéaire) on peut admettre une relate de proportionalité entre le moment dipolaire et le champ $\vec{E}$ cette relate est donnée par

$\vec{p}$: mnt dipolaire induit

$$\boxed{\vec{p} = \alpha \varepsilon_0 \vec{E}}$$

donc la polarisation $\vec{P}$ est la somme d'un volume

où α = cte (la polarisabilité électronique)

$$\alpha = 4\pi r_0^3$$

r est le rayon de l'atome

H	$\alpha = 0,67 \cdot 10^{-30}\ m^3$
O	$\alpha = 0,80 \cdot 10^{-30}\ m^3$
AL	$\alpha = 6,80 \cdot 10^{-3}\ m^3$

Polarisation macroscopique

Un milieu materiel composé d'un grand nbr d'atome soumit à un champ electrique extern vas générer un grand nbr de dipoles electriquement induit. chaque dipole contribuant à la création d'un champ electrique de polarisation. Pour décrire cet effet de façon macroscopique, on propose une relation linéaire entre le champ electrique induit $\vec{E}_{pol}$ et le champ extern

$$\boxed{\vec{E}_{pol} = \chi \vec{E}}$$

χ : susceptibilité dielectrique du materiau qui décrit la relation du milieu materiel.

$\vec{E}_{pol}$ est relié à la polarisation macroscopique $\vec{P}$.

(3) $\boxed{\vec{P} = \varepsilon_0 \vec{E}_{pol} = \varepsilon_0 \chi \vec{E}}$

Th. de Gauss : densité de charges libres

(3) $\boxed{div(\vec{E} + \vec{E}_{pol}) = \frac{\rho}{\varepsilon_0}}$

(1) $\chi > 0$ sans dimension

(1) et (3) $\Rightarrow$ (4) $\boxed{div\,\vec{E} = \frac{\rho}{(1+\chi)\varepsilon_0} = \frac{\rho}{\varepsilon_r \varepsilon_0}}$

avec : $(1+\chi) = \varepsilon_r$: Permittivité Relative
ε_r : de diélectrique.

$\Rightarrow \boxed{div\,\vec{E} = \vec{\nabla}.\vec{E} = \frac{\rho}{\varepsilon}}$ $\underbrace{\varepsilon = \varepsilon_0 \varepsilon_r}_{\text{Permetivité absolue}}$

$\varepsilon_r = \begin{cases} 1 & \text{air} \\ 78 & \text{eau} \\ 24{,}5 & \text{Ethanol} \end{cases}$

Champ de déplacement électrique, (ou Excitation électrique), (Induction électrique)
on utilise parfois le champ de depacement electrique
$\vec{D} = \varepsilon_0 \vec{E} + \vec{P} = \varepsilon_0 (1+\chi) \vec{E} = \varepsilon_0 \varepsilon_r \vec{E}$

$\boxed{\vec{D} = \varepsilon \vec{E}}$

ε A une cst pour ntre programme

La polaristé macroscopique peut être égal à 0
+ Polaristé spontanée: matériel ferro-électrique

On définit le vecteur polirisation $\vec{P}$
le moment dipolaire $\vec{p}$ de l'unité de volume de matériel considérés si le $\vec{p}$ induit dans chaque atom et chaque molécule et n le nbr d'atomes ou de molecules par unité de volum.
la polarisation est donné alors par
$\boxed{\vec{P} = n\vec{p}}$

Th. de Gauss : densité de charges libres

(3) $\boxed{div\,(\vec{E} + \vec{E}_{pol}) = \frac{\rho}{\varepsilon_0}}$

(1) $\chi > 0$ sans dimension

(1) et (3) $\Rightarrow$ (4) $\boxed{div\,\vec{E} = \frac{\rho}{(1+\chi)\varepsilon_0} = \frac{\rho}{\varepsilon_r \varepsilon_0}}$

avec : $(1+\chi) = \varepsilon_r$. Permittivité Relative
ε_r : de diélectrique.

$\Rightarrow \boxed{div\,\vec{E} = \vec{\nabla}.\vec{E} = \frac{\rho}{\varepsilon}}$ $\underbrace{\varepsilon = \varepsilon_0 \varepsilon_r}_{\text{Permetivité absolue}}$

$\varepsilon_r = \begin{cases} 1 & \text{air} \\ 78 & \text{eau} \\ 24,5 & \text{Ethanol} \end{cases}$

Champ de déplacement électrique, (ou Excitation électrique), (Induction électrique)
on utilise parfois le champ de déplacement électrique
$\vec{\mathcal{D}} = \varepsilon_0 \vec{E} + \vec{P} = \varepsilon_0 (1+\chi) \vec{E} = \varepsilon_0 \varepsilon_r \vec{E}$

$\boxed{\vec{\mathcal{D}} = \varepsilon \vec{E}}$

ε d'une cst pour ntre progamme

La polarisabilité macroscopique peut être égal à 0
+ Polarisabilité spontanée. matériel ferro-électrique

On définit le vecteur polarisation $\vec{P}$
le moment dipolaire $\vec{p}$ de l'unité de volume de matériel considérés si le $\vec{p}$ induit dans chaque atom et chaque molécule et n le nbr d'atomes ou de molecules par unité de volum.
la polarisation est donné alors par

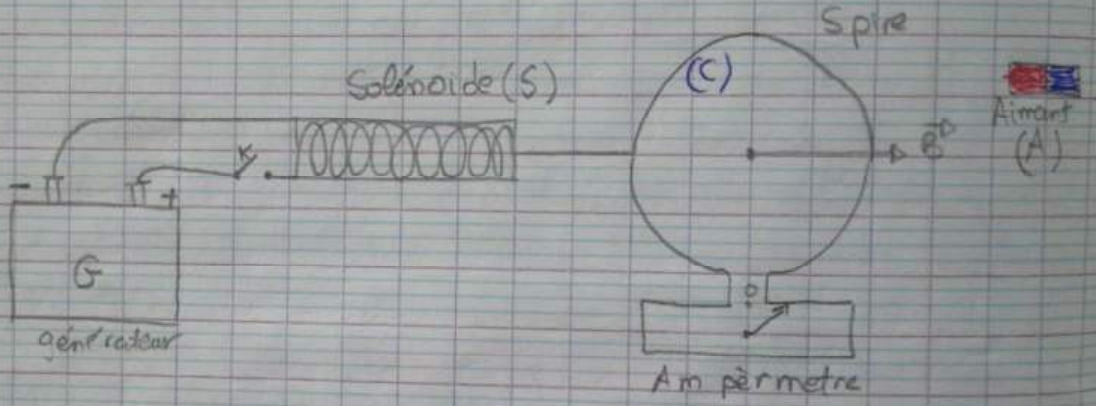
$\boxed{\vec{P} = n\vec{p}}$

Loi de Fardday

Courant produit par $\Delta \Phi_{magn}$

1- Observation Experimental :

Expérience 1



l'erperience montre que le circuit C est parcourit par un courant electrique à la fermeture et à l'ouverture de l'interpteur K. la sul grandeur physique qui varit ici est le champ magnétique $\vec{B}$ engendrer par S où A

Conclusion:

La variation d'un champ magnétique dans un circuit génère un courant electrique

Propagation des ondes électromagnétique dans le vide

loi des soudures
$\rho = 0$
$\vec{j} = 0$

Rappel: Eq. Maxwell dans le vide

$$\begin{cases} \operatorname{div}\vec{E} = 0 \\ \vec{rot}\,\vec{E} = -\dfrac{\partial \vec{B}}{\partial t} \\ \operatorname{div}\vec{B} = 0 \\ \vec{rot}\,\vec{B} = \varepsilon_0 \mu_0 \dfrac{\partial \vec{E}}{\partial t} \end{cases}$$

1- Eq de propagation du champ $\vec{E}$

cas: $\operatorname{div}\vec{E} = 0$; $\mu_0 \varepsilon_0 = \frac{1}{c^2}$

$$\begin{cases} \text{①}\ \vec{rot}(\vec{rot}\,\vec{E}) = \text{grad}(\operatorname{div}\vec{E}) - \Delta\vec{E} = -\Delta\vec{E} \\ \text{②}\ \vec{rot}\left(-\dfrac{\partial \vec{B}}{\partial t}\right) = -\dfrac{\partial}{\partial t}\left(\mu_0 \varepsilon_0 \dfrac{\partial \vec{E}}{\partial t}\right) \end{cases}$$

d'après ① et ② on a:

$$-\Delta\vec{E} = -\varepsilon_0 \mu_0 \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2}$$

$$\boxed{\Delta\vec{E} - \varepsilon_0 \mu_0 \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} = 0}$$ Eq. de propagation du ch elect $\vec{E}$

Eq. diff satisfaite par $\vec{B}$

$$\boxed{\Delta\vec{B} - \varepsilon_0 \mu_0 \frac{\partial^2 \vec{B}}{\partial t^2} = 0}$$ Eq de propagat du ch magn $\vec{B}$

□ l'opérateur de d'alembertien

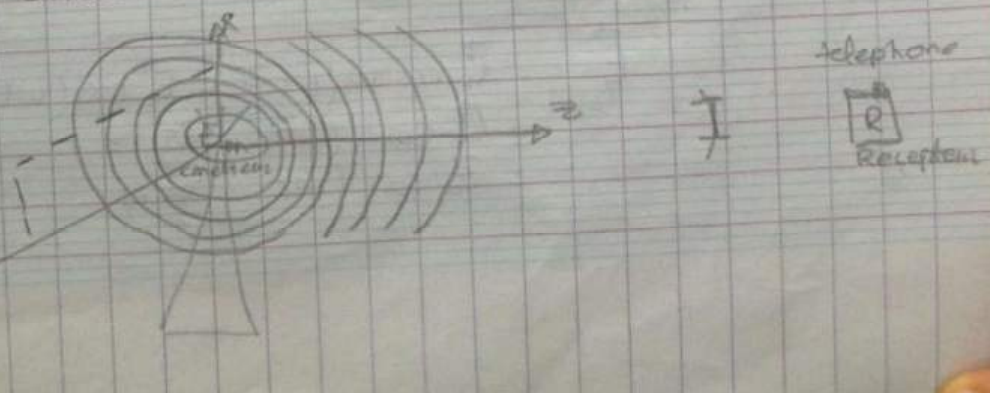
$$\left(\Delta - \varepsilon_0 \mu_0 \frac{\partial^2}{\partial t^2}\right)\vec{X} = 0 \qquad \vec{X} = \begin{cases} \vec{E} \\ \vec{B} \end{cases}$$

$\square\,\vec{X} = 0$

□ : c'est opérateur Alembertien $\equiv \Delta - \varepsilon_0 \mu_0 \varepsilon_0 \dfrac{\partial^2}{\partial t^2}$

2- Solution à une seule dimension:

Onde Plane



C- Position de $\vec{E}/\vec{B}$

$$\left[\vec{rot}\,\vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t}\right] \quad (0)$$

$\vec{E}\ (E_x, E_y, 0)$

$\vec{B}\ (B_x, B_y, 0)$

$$① \begin{cases} \vec{E}_x = \vec{E}_{0x}\, e^{i(\omega t - kz)} \\ \vec{E}_y = \vec{E}_{0y}\, e^{i(\omega t - kz)} \end{cases}$$

$$② \begin{cases} \vec{B}_x = \vec{B}_{0x}\, e^{i(\omega t - kz)} \\ \vec{B}_y = \vec{B}_{0y}\, e^{i(\omega t - kz)} \end{cases}$$

d'après (0)

$$(3) \begin{cases} -\frac{\partial E_y}{\partial z} = -\frac{\partial B_x}{\partial t} \\ \frac{\partial E_x}{\partial z} = -\frac{\partial B_y}{\partial t} \\ -\frac{\partial E_x}{\partial y} + \frac{\partial E_y}{\partial x} = 0 \end{cases} \Rightarrow \begin{cases} -ik\vec{E}_y = i\omega \vec{B}_x & ④ \\ -ik\vec{E}_x = -i\omega \vec{B}_y & ⑤ \end{cases}$$

(4) et (5) $\Rightarrow$ $\frac{\vec{E}_y}{B_x} = -\frac{E_x}{B_y}$ ⑥

④ $\left[\vec{E}_x \vec{B}_x + \vec{E}_y \vec{B}_y = 0\right] \Rightarrow \left[\vec{E}\,\vec{B} = 0\right] \Rightarrow \left[\vec{E} \perp \vec{B}\right]$

$$\vec{\nabla}\cdot\vec{E} = 0 \quad \vec{k}\cdot\vec{E} = 0$$
$$\vec{\nabla}\cdot\vec{B} = 0 \Rightarrow \begin{cases} \vec{k}\cdot\vec{E} = 0 \\ \vec{k}\cdot\vec{B} = 0 \end{cases} \Rightarrow \begin{cases} \vec{E} \perp \vec{k} \\ \vec{B} \perp \vec{k} \end{cases}$$

Onde plane monochromatique Polarisée Rectilignement

Il s'agit d'une onde plane monochr dont les vecteurs $(\vec{E}, \vec{B})$ gardent à tte instant et en # point la m direction.

Energie Electromagnétique
(Vecteur de Poynting ($\vec{S}$, $\vec{P}$, $\vec{R}$, $\vec{\pi}$, ...)

Energie suivant l'onde progressive ①

- Vecteur de Poynting

$$\left[\vec{\pi} = \vec{E} \wedge \vec{H} = \frac{\vec{E} \wedge \vec{B}}{\mu_0}\right] \quad (1)$$

$$|\vec{\pi}| = \frac{|\vec{E}||\vec{B}|}{\mu_0} = \frac{E^2}{c\mu_0} = E^2 \varepsilon_0 c = \frac{cB^2}{\mu_0} = \varepsilon_0 c^3 B^2$$

$\frac{1}{c\varepsilon_0} = c\mu_0$ (2)

suivant la direction de propagation $(K\vec{\omega}_0)$ [selon $O\vec{z}$]

Dans le vide $|\vec{B}| = \frac{|\vec{E}|}{c}$

vide / $\mu_0 \to \mu = \mu_0 \mu_r$; $\varepsilon_0 \to \varepsilon = \varepsilon_0 \varepsilon_r$ milieu

Eq de conservation de l'energie

$$\operatorname{div} \vec{\pi} = \operatorname{div} \vec{E} \wedge \vec{H}$$

$$\left[\vec{H}(\vec{\nabla} \wedge \vec{E}) - \vec{E}(\vec{\nabla} \wedge \vec{H})\right] \quad (3)$$

$$\vec{\nabla} \wedge \vec{H} = \varepsilon_0 \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} + \vec{j}$$

Energie Electromagnetique:

$\vec{\nabla} \wedge \vec{E} = -\mu_0 \frac{\partial \vec{H}}{\partial t}$ à Partir de (3) $\vec{\nabla}\vec{\pi} = -\mu_0 \vec{H} \cdot \frac{\partial \vec{H}}{\partial t} - \varepsilon_0 \vec{E} \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} - \vec{E}\vec{j}$

$$= -\frac{\partial}{\partial t}\left(\frac{B^2}{2\mu_0} + \frac{\varepsilon_0 E^2}{2}\right) - \vec{E}\vec{j}$$

avec (4)

$\frac{\varepsilon_0 E^2}{2} = w_e$ Densité volumique d'Energie Electrique

$\frac{B^2}{2\mu_0} = w_m$ Densité vol d'Energie Magné

(6) $\left[\vec{\nabla}\vec{\pi} + \frac{\partial}{\partial t} w + \vec{E}\vec{j} = 0\right]$ Eq. Conservation de l'Energie

Avec $w = w_e + w_m$

Densité d'Energie Electromag / vol à l'instant t et à la Poste $\circ z$

Remarque (valable dans le vide)

- $\vec{E}\vec{j} = \vec{0}$ ($\vec{j}$ densité de courant nul)

  Donc $\left[\vec{\nabla}\vec{\Pi} + \frac{\partial}{\partial t} W = 0\right]$

pour une onde progressive

- $W = \frac{\varepsilon_0 E^2}{2} + \frac{B^2}{2\mu_0} = \frac{\varepsilon_0 E^2}{2} + \frac{1}{2\mu_0}\frac{E^2}{c^2} = \frac{\varepsilon_0 E^2}{2} + \frac{\varepsilon_0 E^2}{2}$
  $= \varepsilon_0 E^2$

  Donc il y a équipartition d'énergie Electromag

c/c $\vec{E}$ et $\vec{B}$ ont contribué chacun de part égale au terme d'Energie (50% $\vec{B}$, 50% $\vec{E}$)

- $\vec{\Pi} = c\, W\, \vec{\mu}$

  $\Rightarrow \left[\frac{\vec{\Pi}}{W} = c\,\vec{\mu} = c\,\vec{e_z}\right]$

Flux du Vect de Poynting - Puissance Rayonnée

Pour cela on considère une OPPM polarisée suivant $\vec{e_x}$

$$\textcircled{1}\ \begin{cases} \vec{E} = E_0 e^{i\omega(t - \frac{z}{c})}\vec{e_x} \\ \vec{B} = B_0 e^{i\omega(t - \frac{z}{c})}\vec{e_y} \\ B_0 = \frac{E_0}{c} \end{cases}$$

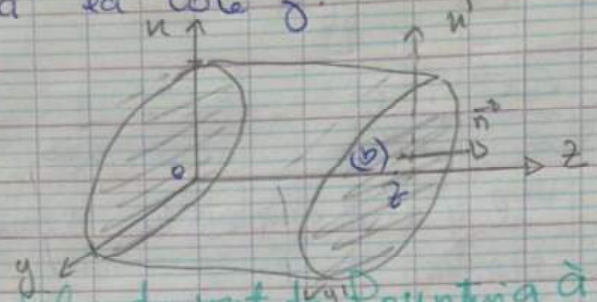
Vect de Poynting $\left[\begin{array}{l} \vec{\Pi} = \frac{\vec{E} \wedge \vec{B}}{\mu_0} \\ \Pi = Re\,\frac{(\vec{E}) \wedge Re.(\vec{B})}{\mu_0} \end{array}\right]$ ②

① et ②

$\left[\Pi = \frac{E_0^2}{\mu_0 c}\cos^2\omega\left(t - \frac{z}{c}\right)\vec{e_z}\right]$ ③

(or ~~la densité vol~~)

Soit une surface (S) prise dans un plan d'onde à la cote z.



$dz = cdt$

$\vec{dS} = dS.\vec{n}$

Flux du vect de Poynting à travers S

Donc le flux $[\Phi_b(T) = \oint_S \vec{\Pi}\, \vec{dS} = \frac{E_0^2}{\mu_0 c} S \cos^2 \omega(t - \frac{z}{c})]$ ④

or la densité volu

$[W = \varepsilon_0 \frac{E^2}{2} + \frac{B^2}{2\mu_0} = \varepsilon_0 E_0^2 \cos^2 \omega(t - \frac{z}{c})]$ ⑤

soit

dW_e : l'energie élementaire traversant b pendant une durée dt. Cette energie il contenue dans un cylindre de base (b) situé à la distance $dz = cdt$ Par conséquent

$dW_e = w S\, dz$

$= w S . cdt$

$[dW_e = c\varepsilon_0 E_0^2 S \cos^2 \omega(t - \frac{z}{c})\, dt]$ 6

la puissance:

$[P_r = \frac{dW_e}{dt} = c\varepsilon_0 E_0^2 S \cos^2 \omega(t - \frac{z}{c})]$ 7

d'après 7 et 4 $\Rightarrow P_r = \Phi_b(\vec{\Pi})$ $(\varepsilon_0 = \frac{1}{\mu_0 c})$

$\Leftrightarrow [\langle P_r \rangle = \langle \Phi_b \rangle = \frac{c\varepsilon_0 E_0^2 S}{2}]$ 8

Conclusion

la puissance rayonique à travers une surface perpendiculaire à la direction de propagation et egale au flux traversant cette surface : $[\phi_s(\vec{\Pi})]$

ce resultat se generalise à toute sorte d'onde et constitue le Th de Poynting.

Intensité lumineuse I de Rayonnement

On appelle intensité lumineuse I de l'onde plane c'est l'energie EM reçut par l'unité de surface ⊥ à la directe de propagation = c'st la valeur moyenne de flux $\phi_s(\vec{\Pi})$ à travers cette surface

$$\phi_s(\vec{\Pi}) = \vec{P}_r$$

or $\left[I = \frac{\langle P_r \rangle}{dS}\right]$ ①

$\left[P_r = \phi_s(\vec{\Pi}) = \oint_S \vec{\Pi}\, d\vec{S} = \oint_S dP_r\right]$ ②

$\left[\langle dP_r \rangle_t = \langle \vec{\Pi}.d\vec{S} \rangle = \langle \vec{\Pi} \rangle_t . d\vec{S}\right]$ ③

(3) et (1) $\Rightarrow I = \langle \vec{\Pi} \rangle_t \frac{d\vec{S}}{dS} \Rightarrow I = \langle \vec{\Pi} \rangle = \varepsilon_0 c E_0^2 \langle \cos^2 \rangle_t$

$\left[I = \frac{1}{2} c\varepsilon_0 E_0^2 = \frac{c}{2\mu_0} B_0^2\right]$ intensité EM

Remarque :

$w = \varepsilon_0 E^2$

$\langle w \rangle = \frac{1}{2}\varepsilon_0 E_0^2 \Rightarrow \left[\frac{I}{\langle w \rangle} = c\right]$ (AB)

Milieu Linéaire (non linéaire)
les effets (conséquence) sont proportionnel aux causes

thermodinamique
électrique

Milieu Homogene (Hétenogene)
Les propriétés du milieu sont identiques en tt point

Milieu Isotrope (Anisotrope)
les propriétés du milieu sont identique dans toute les directions ($\varepsilon_x = \varepsilon_y = \varepsilon_z = \varepsilon$)

dans les matériels $k \neq \frac{\omega}{c}$ la pulsation dépend de la fréquence

Decrire la Propagation des OEM ds les materiaux revient à decrire les fcts $\varepsilon(\omega)$, $\mu(\omega)$, $\gamma(\omega)$

$\vec{D} = \varepsilon \vec{E}$, $\vec{B} = \mu \vec{H}$ et $\vec{j}_e = \gamma \vec{E}$ (Conductivité électrique du Mat)

• Eq de Propagation de $\vec{E}$

$$\text{div}\,\vec{E} = \frac{\rho_L}{\varepsilon} \quad \text{et} \quad \vec{\text{rot}}\,\vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t}$$

$$\vec{\text{rot}}(\vec{\text{rot}}\,\vec{E}) = \vec{\text{grad}}(\text{div}\,\vec{E}) - \Delta\vec{E} = -\frac{\partial}{\partial t}(\vec{\text{rot}}\,\vec{B})$$

$$= -\mu \frac{\partial \vec{j}_e}{\partial t} - \varepsilon\mu \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2}$$

(1) $\left[\Delta\vec{E} - \varepsilon\mu \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} = \mu \frac{\partial \vec{j}_e}{\partial t} + \vec{\text{grad}} \frac{\rho_L}{\varepsilon}\right]$ Eq de propagate ds un mil materiel

→ Ds les mls homogenes, ρ_L et homogène

⇒ $\left[\vec{\text{grad}} \frac{\rho_L}{\varepsilon} = 0\right]$

Milieu ⇒ dispersif → dépend(ω)
vide ⇒ non dispersif

Or milieu Linéaire : $\vec{j}_e = \gamma \vec{E}$

(2) $\left[\Delta\vec{E} - \varepsilon\mu \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} = \mu\gamma \frac{\partial \vec{E}}{\partial t}\right]$

th de propagate

th de d'atténuation dû à la dissipation de l'énergie.

Pour 1 di électrique (isolant) $\gamma = 0$ ⇒ (2) ⇒ $\Delta\vec{E} - \varepsilon\mu \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} = 0$